



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

(Relatório técnico-científico / versão preliminar)

ANÁLISE DE ASPECTOS DA FORMAÇÃO DO CANAL IONIZADO DAS  
DESCARGAS ELÉTRICAS ATMOSFÉRICAS

Thiago Costa Caetano

Iniciação científica do PIBIC/INPE orientada pelos Drs. José Celso Thomaz Júnior  
(DMA/CPTEC/INPE), Odim Mendes Jr. (DGE/CEA/INPE) e Agenor Pina da Silva  
(ICE/UNIFEI).

INPE  
Cachoeira Paulista

Junho, 2006



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

(Relatório técnico-científico / versão preliminar)

INPE-

ANÁLISE DE ASPECTOS DA FORMAÇÃO DO CANAL IONIZADO DAS  
DESCARGAS ELÉTRICAS ATMOSFÉRICAS

Thiago Costa Caetano

Iniciação científica do PIBIC/INPE orientada pelos Drs. José Celso Thomaz Júnior  
(DMA/CPTEC/INPE), Odim Mendes Jr. (DGE/CEA/INPE) e Agenor Pina da Silva  
(ICE/UNIFEI).



*“Nenhum problema pode ser resolvido pelo mesmo estado de consciência que o criou. É preciso ir mais longe. Eu penso 99 vezes e nada descubro. Deixo de pensar, mergulho num grande silêncio e a verdade me é revelada”.*

ALBERT EINSTEIN



*A meus pais,  
MACIEL HENRIQUE LUZ e  
DORALICE COSTA CEDANO LUZ.*





## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a todas as pessoas que me ajudaram a vencer mais esta etapa da vida.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq – a oportunidade da bolsa de iniciação científica.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – INPE – a possibilidade desse estudo e a utilização de suas instalações.

Aos professores do INPE e da UNIFEI o conhecimento compartilhado.

Aos meus orientadores Dr. José Celso Thomaz Júnior, Dr. Odim Mendes Júnior e Dr. Agenor Pina da Silva o conhecimento ministrado e a orientação e o apoio na realização deste trabalho.

Aos meus amigos e simpatizantes da universidade o apoio que me prestaram.

À minha namorada o amor e a compreensão, mesmo nos tempos de difícil compreensão.

A meus pais a crença na importância do estudo e o estímulo para minha perseverança.



## **RESUMO**

A análise das descargas elétricas é uma parte importante dos estudos para a compreensão dos mecanismos eletrodinâmicos envolvidos nas atividades convectivas severas na atmosfera. A caracterização dos processos termo-eletrodinâmicos visa o entendimento físico mais completo, colaborando para várias aplicações de uso mais imediato na Meteorologia e na Engenharia Elétrica.

Nesta etapa de trabalho, procedeu-se uma revisão mais abrangente dos principais mecanismos envolvidos na ruptura dielétrica em um gás, discutindo seus limites de atuação em relação aos principais parâmetros físicos das descargas, como, por exemplo, a pressão do meio e a intensidade do campo elétrico existente. O método de trabalho consiste na comparação de resultados experimentais confrontados com características obtidas da análise fotográfica do fenômeno na atmosfera. Como resultado, algumas características qualitativas do canal ionizado da descarga elétrica serão identificadas e descritas em caráter preliminar.



# **ANALYSIS ON THE MICROSCOPIC FEATURES OF IONIZED CHANNEL GENERATION RELATED TO ELECTRICAL DISCHARGES IN THE ATMOSPHERE**

## **ABSTRACT**

Analyses on electrical discharge is an important part of studies in order to understand the electrodynamic mechanisms developed in strong atmospheric convective activities. The characterization of the thermo-electrodynamical processes aims to allow a more whole understanding of these phenomena and the possibility of practical uses in Meteorology and Electrical Engineering.

In this stage of work, a wide review of main mechanisms concerning the electrical breakdown in gases was made. The sensitivity of the proposed model to changes in the input parameters such as pressure and electric field is discussed. The work methodology is based on comparison of experimental data and imagery analysis of discharges in atmosphere. As result, some qualitative characteristics of ionized channel will be identified and described in a preliminary way.



## SUMÁRIO

	Pág.
<b>SUMÁRIO</b> .....	<b>i</b>
<b>LISTA DE FIGURAS</b> .....	<b>iii</b>
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b> .....	<b>v</b>
<b>LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS</b> .....	<b>vii</b>
<b><u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u></b> .....	<b>1</b>
<b><u>CAPÍTULO 2 - IONIZAÇÃO DO CANAL DE UMA DESCARGA ELÉTRICA</u></b> <b>ATMOSFÉRICA</b> .....	<b>3</b>
1.1 Descargas elétricas atmosféricas .....	3
1.2 Ruptura Elétrica em gases .....	4
2.2.1 - Seção de choque colisional. ....	5
2.2.2 - O livre percurso médio (lpm) das partículas no meio gasoso .....	9
2.2.3 - Ionização por colisão eletrônica e iônica .....	11
2.2.4 - Processos de foto-ionização no gás.....	15
2.2.5 - Mecanismo de crescimento de cargas em forma de "avalanches" .....	15
2.2.6 - O início da descarga (Fase inicial) .....	17
2.2.7 - Descargas elétricas não sustentáveis .....	18
2.2.8 - Descargas auto-sustentáveis .....	21
2.2.8.1 - Processos $\beta$ - Produção de cargas através de colisões iônicas.....	22
2.2.8.2 - Processos de liberação de elétrons através de colisões de átomos e/ou moléculas com o cátodo (processos $\gamma$ ).....	25
2.2.9 - Mecanismo de formação do "Streamer" .....	26
1.3 - O potencial elétrico de descargas observadas na atmosfera.....	27
<b><u>CAPÍTULO 3 - CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES</u></b> .....	<b>30</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>32</b>





## LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1 - Elétrons emergem do cátodo e ionizam as moléculas do gás contido entre os eletrodos sob ação de do campo elétrico entre as placas. “d” é a distância entre os eletrodos e “x” é a distância do catodo. ....	5
FIGURA 2.2 - Seção de choque colisional entre duas partículas consideradas como “bolas de bilhar” .....	6
FIGURA 2.3 - Diagrama do experimento utilizado para medir a atenuação de um feixe de elétrons. Utilizado em 1914 por Henri Hertz e Franck para medir a energia de excitação dos gases.....	7
FIGURA 2.4 - Seção de choque de ionização para os gases raros devido ao impacto de elétrons obtidos por Rapp e Englander-Golden (1965).....	8
FIGURA 2.5 - Ilustração do livre percurso de um elétron entre colisões sucessivas.....	9
FIGURA 2.6 - Esquema das colisões sofridas por uma partícula durante seu deslocamento em um gás.....	10
FIGURA 2.7 - Mecanismo de ionização através de colisões eletrônicas.....	16
FIGURA 2.8 - Relação entre a corrente elétrica I e a tensão V aplicada aos eletrodos de uma descarga elétrica.....	19
FIGURA 2.9 - O crescimento exponencial da corrente elétrica, que caracteriza as Descargas elétricas de Townsend.....	20
FIGURA 2.10 - Ilustração do aumento na densidade de cargas no espaço entre os eletrodos devido à colisões entre íons e átomos do gás.....	22
FIGURA 2.11 – Força de atrito das moléculas dos gases atmosféricos segundo Gurevich (1994). ....	27



## LISTA DE SÍMBOLOS

- $C$  - Velocidade da luz no vácuo
- $H$  - Constante de Planck
- $W_i$  - Energia de ionização
- $\alpha$  - Coeficiente primário de *Townsend*
- $\beta$  - Coeficiente secundário de *Townsend*
- $\sigma$  - Seção de choque colisional
- $\eta$  - Frequência (ou eficiência) de ionização
- $\bar{\lambda}$  - Livre percurso médio



## **LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS**

LPM - Livre percurso médio



# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Embora seja um fenômeno há muito observado, existem muitos aspectos fundamentais da ocorrência das atividades elétricas na atmosfera dos núcleos convectivos ainda pouco investigados. O estudo da ocorrência das descargas elétricas requer a análise de várias das suas características para auxiliar a compreensão tanto macroscópica quanto microscópica dos processos físicos fundamentais envolvidos (Mendes et al., 2005).

De uma forma geral, as nuvens Cumulonimbus, usualmente denominadas nuvens de tempestade, são decorrentes do vapor d'água que se evapora da superfície terrestre. Ao se elevar pela atmosfera, esse vapor muda de fase, dependendo da altitude e temperatura, para gotas de água, gotículas de água supercongelada, cristais de gelo e de neve, granizo, flocos de neve e saraiva (Volland, 1995). Principalmente nas regiões tropicais, a elevada incidência da radiação solar intensifica os processos de evaporação da água do solo e, juntamente com as condições meteorológicas dinâmicas e termodinâmicas, produz o aparecimento de núcleos convectivos intensos, seja na forma isolada ou por aglomerados (Cotton e Anthes, 1989). Devido a diversos processos, esses núcleos acumulam grandes quantidades de cargas elétricas e, no processo de dissipação destas cargas, podem tornar-se eletrodinamicamente ativos, com a ocorrência de relâmpagos (MacGorman e Rust, 1998). Os relâmpagos também podem ser produzidos por outros mecanismos, como, por exemplo, tempestades de areia, erupções vulcânicas, etc. (Rakov e Uman, 2003).

Os relâmpagos constituem-se de descargas elétricas transientes de grande escala, com duração típica menor que segundo, com alguns quilômetros de extensão e com intensidade de corrente da ordem de dezenas de quilo-ampères. Surgem nas nuvens, quando ocorre a ruptura dielétrica do meio (campo elétrico acima de 400 kV/m (Winn et al., 1974). O caminho percorrido pela descarga elétrica pode desenvolver-se na atmosfera, sendo neste caso denominado de relâmpago no céu, ou fazer contato com o solo, quando é denominado de relâmpago nuvem-solo. Os relâmpagos podem também se originar de estruturas elevadas

no solo. O canal ionizado da descarga apresenta-se em geral tortuoso e, em algumas situações, ramificado. As descargas de um relâmpago caracterizam-se por uma polaridade relacionada ao tipo da carga predominante na região de onde se originou a descarga. Um relâmpago pode ser constituído de múltiplas descargas, caracterizando uma peculiaridade denominada multiplicidade. Em geral, apenas uma fração dos relâmpagos (menos de 30% do total) constitui-se de descargas elétricas que conectam nuvem e solo (Ogawa, 1995; Mendes et al.,2005; Uman, 1987)



## CAPÍTULO 2

### IONIZAÇÃO DO CANAL DE UMA DESCARGA ELÉTRICA ATMOSFÉRICA

Apresentam-se nesta seção os aspectos microscópicos relacionados à produção de descargas elétricas atmosféricas.

#### 1.1 Descargas elétricas atmosféricas

Descargas elétricas na atmosfera são fenômenos que foram registrados pelos primeiros seres humanos que habitaram o planeta Terra e atualmente são observados e detectados em alguns outros astros com atmosfera do Sistema Solar. Entretanto, os mecanismos fundamentais associados ao fenômeno são muito pouco compreendidos e a diversidade da sua ocorrência completamente desconhecida (Mendes et al., 2005).

As descargas elétricas ocorrem quando há a ruptura dielétrica do meio gasoso. Normalmente a ruptura elétrica ocorre em intervalos de tempo com duração muito menor do que um segundo e, no caso da atmosfera, o canal ionizado pode percorrer alguns quilômetros sem necessariamente atingir o solo (Ogawa, 1995; Mendes et al., 2005; Uman, 1987).

Os gases, meios onde se desenvolvem as descargas elétricas, são inicialmente isolantes. Microscopicamente, os átomos e/ou moléculas dos elementos químicos presentes na mistura gasosa, como, por exemplo, o oxigênio e o nitrogênio na atmosfera, encontram-se eletricamente neutros, sendo que a força que liga os elétrons ao núcleo age predominantemente nas distâncias atômicas (nuvem eletrônica – núcleo atômico). No entanto, a incidência de radiação solar e a de raios cósmicos asseguram que os gases atmosféricos apresentem sempre regiões localmente ionizadas. Por meio de processos convectivos esses íons são capturados e transportados por moléculas de água em seu estado gasoso até regiões mais altas, onde o vapor d'água se condensa formando uma massa não homogênea constituída de gotículas de água, gotículas de água supercongelada, cristais de neve, cristais de gelo, flocos de neve e saraiva. Por outro lado, em outro mecanismo, o atrito causado pelos processos convectivos dentro das nuvens provoca a eletrização de

partículas e a separação de cargas. A nuvem assume, então, a configuração simplificada de um dipolo elétrico com um campo elétrico característico.

O campo elétrico existente na altura das nuvens, decorrentes, por exemplo, do campo entre a Ionosfera e a superfície da Terra e também das próprias nuvens, acelera as partículas carregadas e conseqüentemente os processos de ionização se intensificam. Uma partícula carregada, uma vez que adquire energia cinética do campo elétrico, pode excitar e/ou ionizar uma ou várias partículas em sua proximidade. Essas partículas carregadas podem também ser atraídas pela força elétrica de moléculas polarizadas ou de outros íons, formando um agrupamento de moléculas. Dois fatores contribuem significativamente para a formação destas macromoléculas: a pressão atmosférica, que é suficientemente elevada nas altitudes compreendidas entre nuvem e solo (comumente inferiores à quatro quilômetros (Volland., 1995)), permitindo que a recombinação entre as moléculas ionizadas ocorra eficientemente, e a intensidade do campo elétrico. Em campos elétricos de baixa intensidade o tempo de interação entre as partículas é consideravelmente longo. Desta maneira, a formação de macromoléculas é favorecida. Conseqüentemente a multiplicação dos portadores de cargas no meio gasoso é mais intensa. Este aumento na concentração de íons, e dos portadores de carga de uma forma geral, é essencial para que ocorra a ruptura dielétrica do meio.

Resultados experimentais indicam que vários processos agindo conjuntamente contribuem para a ruptura do meio e conseqüente desenvolvimento da descarga elétrica (Nasser.,1971). Dependendo da pressão do gás entre os eletrodos, diferentes mecanismos podem levar à ruptura. Os mecanismos de Townsend e o mecanismo "streamer" caracterizam a forma como as partículas carregadas no gás conduzem à ruptura e, conseqüentemente, a ocorrência de descargas elétricas. Esses mecanismos serão discutidos mais detalhadamente adiante neste trabalho.

## **1.2 Ruptura Elétrica em gases**

### 2.2.1 - Seção de choque colisional.

Considere a situação em que um gás está confinado entre dois eletrodos planos e entre eles é aplicado um campo elétrico uniforme. Ao aumentar a intensidade do campo elétrico, percebe-se que a eficiência de ionização – quantidade de ionizações por unidade de comprimento – aumenta até atingir um ponto máximo, depois do qual ela começa a diminuir.

A Figura 2.1 ilustra a situação em que elétrons emergem do cátodo e ionizam as moléculas de um gás confinado entre dois eletrodos planos sob ação de um campo elétrico uniforme.

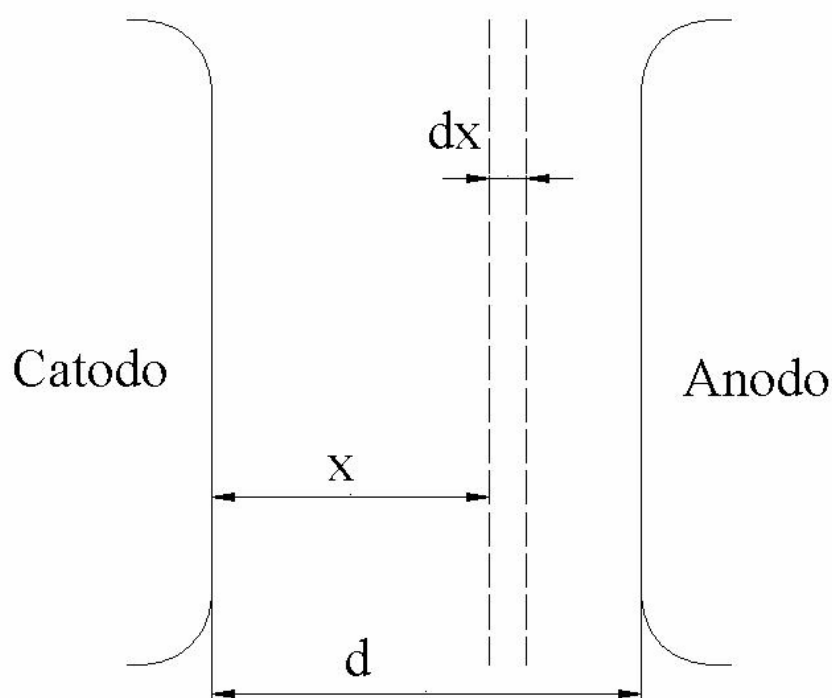


FIGURA 2.1 - Elétrons emergem do cátodo e ionizam as moléculas do gás contido entre os eletrodos sob ação de do campo elétrico entre as placas. “d” é a distância entre os eletrodos e “x” é a distância do catodo.

Supondo que o gás que preenche o espaço entre os eletrodos possui densidade molecular igual a  $N$ , a densidade  $n$  de elétrons a uma distância  $x$  do cátodo é fornecida pela expressão:

$$n = n_0 e^{N\pi(r_A+r_B)^2 x} \quad (2.1)$$

A grandeza  $N\pi(r_A + r_B)^2$  representa a área efetiva de colisão, ou, como é geralmente denominada, seção de choque colisional.  $r_A$  e  $r_B$  são os raios das partículas que se colidem (neste caso, elétrons liberados do catodo colidem com as moléculas do gás que preenche o espaço entre os eletrodos). A seção de choque colisional mostrada na Figura 2.2 é usualmente representada pela letra grega  $\sigma$ .

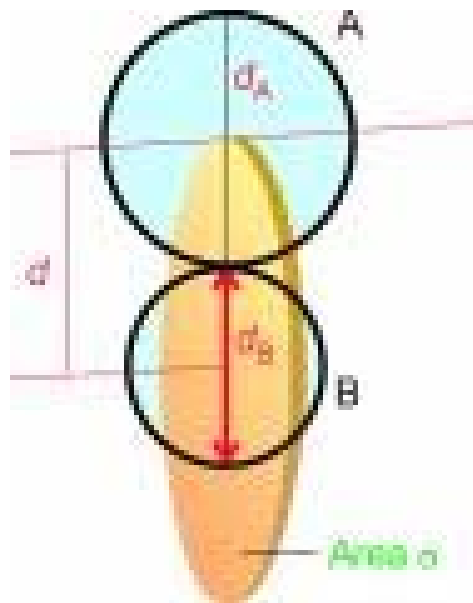


FIGURA 2.2 - Seção de choque colisional entre duas partículas consideradas como “bolas de bilhar”.

Na figura,  $d_A$  é o diâmetro da partícula A e  $d_B$  é o diâmetro da partícula B (os raios da partícula A e B são respectivamente  $r_A$  e  $r_B$ )  $d$  é a distância entre os centros e a área  $\sigma$  representa a seção de choque colisional.

Multiplicando ambos os termos da equação 2.1 pela carga elementar  $e$  do elétron e pela velocidade  $v$  do elétron, tem-se:

$$i = i_0 e^{-N\sigma x} \quad (2.2)$$

Tanto a equação (2.2) como a equação (2.1), podem ser usadas para calcular o valor de “ $\sigma$ ”. Um método utilizado para obter o valor da seção de choque colisional consiste em medir a atenuação de um feixe de elétrons monoenergéticos pelas moléculas de um gás. O

aparato utilizado para medir esta atenuação, se os elétrons são as partículas incidentes, é baseado no princípio da Figura 2.3 (Nasser, 1971):

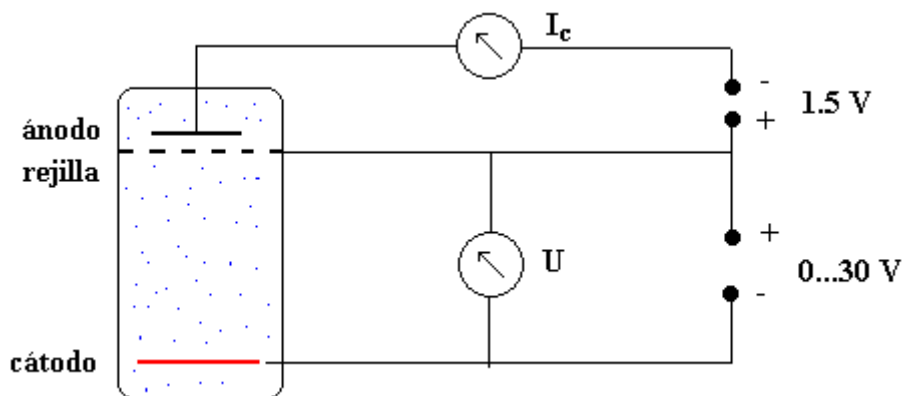


FIGURA 2.3 - Diagrama do experimento utilizado para medir a atenuação de um feixe de elétrons. Utilizado em 1914 por Henri Hertz e Franck para medir a energia de excitação dos gases.

No caso ilustrado pela figura 2.3, a radiação eletromagnética (monocromática) externa é direcionada para o cátodo fazendo com que elétrons sejam liberados e sejam atraídos pelo ânodo. No lugar do cátodo, um filamento aquecido, semelhante ao filamento das lâmpadas incandescentes, pode ser utilizado como a fonte emissora de elétrons, no entanto, como foi relatado por Nasser (1971), este recurso não é recomendável porque produz uma densidade inicial de elétrons não homogênea. Estes elétrons são emitidos em todas as direções.

Uma grade móvel contendo alguns orifícios é posicionada entre o cátodo e o ânodo, a uma distância  $x$  do ânodo. Assim pode-se medir a intensidade de atenuação que o feixe de elétrons sofre pelas moléculas do gás. Os elétrons emitidos pela fonte, cujas trajetórias entre os eletrodos passam pela grade, e que atingem o ânodo, são detectados pelo galvanômetro que está conectado entre o ânodo e a grade. Deste modo, é detectada uma corrente elétrica  $i$  no galvanômetro. A corrente  $i$  é plotada numa escala logarítmica *versus* a distância entre a grade e o ânodo “ $x$ ” (numa escala linear). O valor de “ $\sigma_{ion}$ ” ou “ $N\sigma_{ion}$ ” é fornecido pelo coeficiente angular da reta. O sub-índice “ion” é empregado para representar a seção de choque de ionização, uma vez que, nem todas as colisões resultam em ionização.

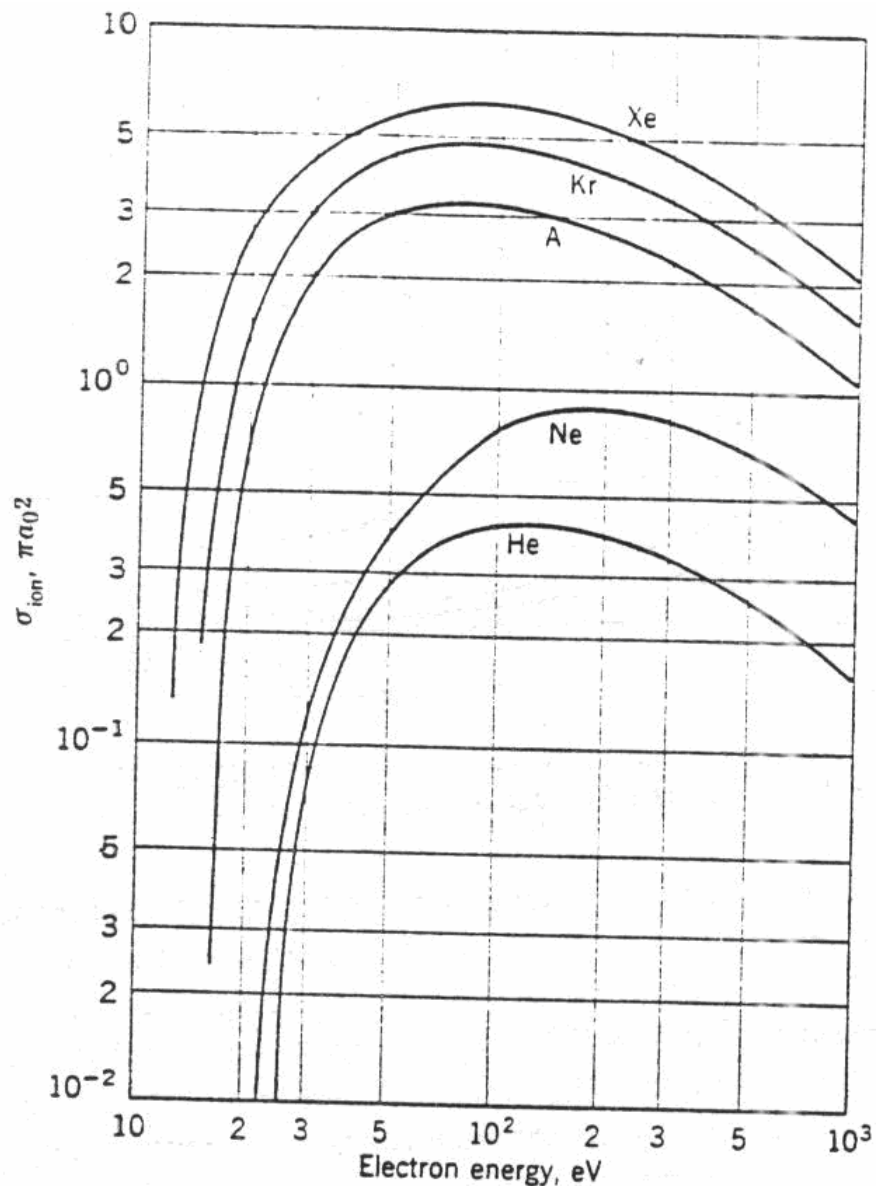


FIGURA 2.4 - Seção de choque de ionização para os gases raros devido ao impacto de elétrons obtidos por Rapp e Englander-Golden (1965).

O comportamento das curvas apresentadas na figura 2.4 reflete o fato de que, se os elétrons são acelerados por um campo elétrico de elevada intensidade, eles adquirem altas velocidades. Assim, o tempo de interação entre elétrons e átomos/moléculas não será suficiente para uma troca efetiva de energia. Eles ultrapassam o espaço inter-eletrodos sem interagir eficientemente com as partículas do meio gasoso.

### 2.2.2 - O livre percurso médio (lpm) das partículas no meio gasoso

O conceito de livre percurso médio foi introduzido pela primeira vez por Rudolf Clausius na Alemanha no final do século XIX. Este conceito contribuiu para o estabelecimento e evolução do estudo da teoria cinética dos gases e propiciou uma série de investigações sobre a condução elétrica nos gases (Nasser, 1971).

As moléculas de um gás colidem constantemente umas com as outras e com a parede do recipiente onde o gás está inserido. Se se despreza os efeitos da gravidade e do campo elétrico, pode-se considerar que as partículas se deslocam em linha reta. A distância que elas percorrem entre duas colisões sucessivas é denominada "livre percurso". Fica evidenciado que o livre percurso é uma grandeza que depende essencialmente da concentração das moléculas de um determinado gás no recipiente. A colisão entre partículas em um gás é a principal fonte de cargas e, por isso, o livre percurso representa uma grandeza fundamental no estabelecimento de descargas elétricas gasosas.

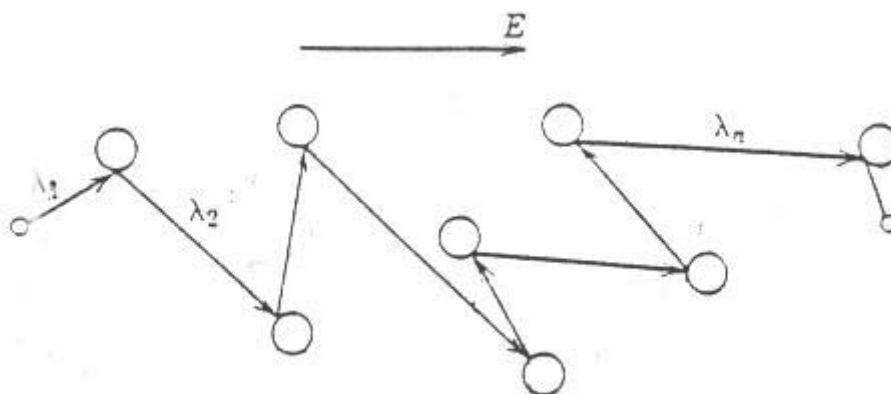


FIGURA 2.5 - Ilustração do livre percurso de um elétron entre colisões sucessivas.

A quantidade de ionizações  $n$  que um elétron sofre durante seu trajeto é proporcional à densidade molecular  $N$  do gás e aos diâmetros moleculares (seção de choque colisional). Quanto mais moléculas do gás ocupam uma unidade de volume, maior será a quantidade de colisões sofridas pelo elétron atravessar este volume. A razão entre uma unidade de comprimento e a quantidade de colisões sofridas neste intervalo fornece o valor do livre percurso médio (lpm). Um maior rigor matemático sobre o assunto pode ser encontrado no Nasser (1971).

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{N\sigma} \quad (2.3)$$

Uma grandeza muito utilizada para expressar a quantidade de ionizações que ocorrem no gás é a frequência de colisão “ $\eta$ ” fornecido pelo inverso da expressão 2.3 . O sub-índice “ion” é empregado para representar a frequência de colisões que resultam em ionizações “ $\eta_{ion}$ ” (o conceito de frequência de colisão é idêntico ao de eficiência de ionização).

$$\eta_{ion} = \frac{1}{\lambda_{ion}} \quad (2.4)$$

Suponha-se, primariamente, que um elétron inicie seu movimento no cátodo e se dirija para o ânodo sendo acelerado por um campo elétrico uniforme. Durante seu trajeto ele sofrerá certo número de colisões, conforme mostra a Figura 2.6:

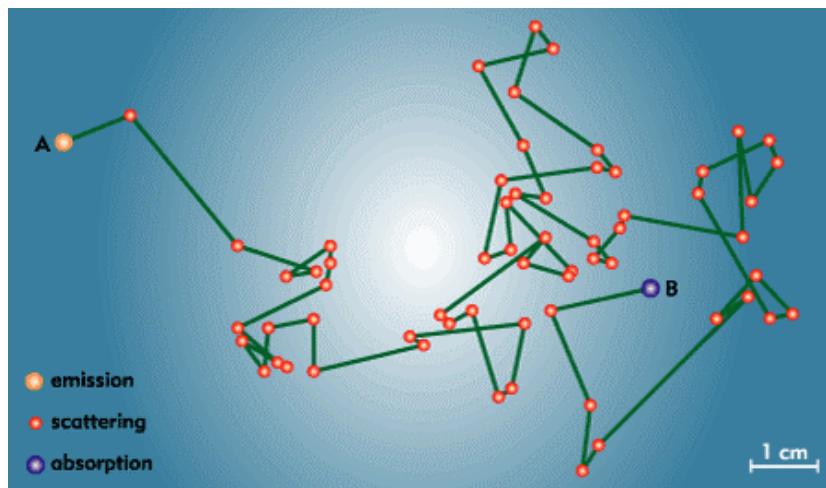


FIGURA 2.6 - Esquema das colisões sofridas por uma partícula durante seu deslocamento em um gás.

Porém, nem todas estas colisões resultam em ionizações. Assim, pode-se definir um livre caminho médio de ionização ( $\lambda_{ion}$ ), que representa a distância percorrida entre duas ionizações sucessivas e, de modo análogo, um livre caminho médio de excitação ( $\lambda_{exc}$ ).



### 2.2.3 - Ionização por colisão eletrônica e iônica

Todo processo capaz de conduzir um elétron à “saltar” para órbitas mais externas do átomo ou até mesmo liberar este elétron de sua interação com o núcleo, trata-se de um processo de ionização ou de excitação.

Os processos de ionização que representam uma contribuição importante para o aumento de partículas carregadas no gás são:

1. Ionização por colisão eletrônica
2. Ionização por impacto de íons e moléculas
3. Foto-ionização

Considere-se a situação em que partículas carregadas estão submetidas a um campo elétrico uniforme entre dois eletrodos planos. A utilização de um campo elétrico uniforme, embora não se trate de uma situação geral, simplifica o estudo das descargas elétricas e fornece uma compreensão inicial dos fenômenos representativos no seu estabelecimento.

Na presença de um campo elétrico, os elétrons são acelerados em direção ao ânodo e conseqüentemente acompanhados de um aumento na energia cinética do meio gasoso. Um gás qualquer preenche o espaço entre os eletrodos, onde os elétrons se deslocam. Algumas colisões entre os átomos e/ou moléculas do gás irão ocorrer. Quanto maior a pressão do gás, maior o número de átomos por unidade de volume e conseqüentemente maiores são as chances de ocorrer uma colisão. Assim, a distância que o elétron percorre entre duas colisões sucessivas, ou o livre percurso médio do elétron, será influenciado pela pressão, pelo campo elétrico, pelo tipo de gás, etc.

Do ponto de vista da mecânica ondulatória, uma colisão não deve ser vista como um choque mecânico entre as partículas que se colidem. Cada molécula possui um campo elétrico que, quando as partículas são aproximadas, deforma-se convertendo a energia cinética envolvida no processo em energia potencial elástica durante a ação do campo elétrico. Em seguida a energia potencial é novamente convertida em energia cinética e as moléculas continuam a se movimentar.

O modelo simplificado que se vai adotar para compreender a troca energética entre as moléculas durante a colisão, considera cada átomo/molécula como uma esfera rígida. Desta forma, utiliza-se de conceitos da mecânica de Newton e da mecânica estatística para se conhecer o balanço energético do meio. Uma outra simplificação inserida será a de que, ao se colidirem, os elétrons perdem toda a sua energia cinética e recomeçam seu movimento sob a ação do campo elétrico com velocidade nula.

Denomina-se  $m$  a massa do elétron e  $M$  a massa do átomo ou molécula. O valor da massa do elétron é muito menor do que as massas dos átomos e moléculas constituintes do gás, sendo que seu valor será desprezado nos cálculos matemáticos. Suponha-se também que o elétron desloque-se com velocidade  $v$  e a molécula com velocidade  $V$ . Os sub-índices  $i$  e  $f$  indicam as condições antes e após o momento da colisão. Pela lei da conservação do momento linear e da energia pode-se escrever:

$$mv_i + MV_i = mv_f + MV_{f_i} \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{2}mv_i^2 + \frac{1}{2}MV_i^2 = \frac{1}{2}mv_f^2 + \frac{1}{2}MV_f^2 \quad (2.6)$$

O fato das massas das moléculas ou dos átomos serem muitas vezes maior do que a massa do elétron e se deslocarem vagarosamente comparadas aos elétrons possibilita considerar que elas se encontram em repouso com relação ao elétron. Assim, um re-arranjo das equações 2.5 e 2.6, de forma a eliminar os fatores envolvendo a velocidade dos átomos ou moléculas do primeiro termo é realizado. As equações podem ser escritas novamente como:

$$mv_i = mv_f + MV_{f_i} \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = \frac{1}{2}mv_f^2 + \frac{1}{2}MV_f^2 \quad (2.8)$$

É importante ressaltar que os processos considerados envolvem ionização, desta forma, as colisões não são elásticas. Colisões elásticas implicam que não houve troca de energia e, portanto, não envolvem estados de excitação e/ou ionização resultantes da colisão. No caso considerado aqui, parte da energia envolvida na colisão é convertida em energia potencial da molécula ou do átomo, resultando em excitação ou ionização destes. Dependendo da

quantidade de energia trocada, o elétron pode ser liberado. Esta quantidade de energia é conhecida como energia de ionização e será representada por  $W_i$ .

A parte da energia que é convertida em energia potencial deve ser inserida na equação 2.8. Deste modo, tem-se:

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = \frac{1}{2}mv_f^2 + \frac{1}{2}MV_f^2 + W_i \quad (2.9)$$

Isolando a variável  $V_f$  de (2.7) e substituindo em (2.9), tem-se:

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = \frac{1}{2}mv_f^2 + \frac{1}{2}\frac{m^2}{M}(v_i - v_f)^2 + W_i \quad (2.10)$$

A ocorrência de estados ionizados, contudo, é um evento aleatório e deve ser tratado estatisticamente. O estudo realizado por Nasser (1971) sobre a ocorrência destas colisões inelásticas, que resultam em estados de excitação e/ou ionização, estabelece sob que condições a energia de ionização  $W_i$  atinge seu valor máximo. Derivando a Equação 2.10 em relação à  $v_f$ , obtém-se:

$$\frac{dW_i}{dv_f} = \frac{m}{M} [mv - (m + M)v_f]. \quad (2.11)$$

$W_i$  atinge seu valor máximo quando o valor de sua derivada se iguala a zero, portanto:

$$mv_i = (m + M)v_f \quad (2.12)$$

Isolando  $v_f$ :

$$v_f = \left( \frac{m}{m + M} \right) v_i \quad (2.13)$$

Para encontrarmos o valor máximo de  $W_i$  devemos inserir o valor de  $v_f$  na equação 2.10. Deste modo, tem-se:

$$W_i = \frac{M}{m + M} W_c, \quad (2.14)$$

em que  $W_c$  é a energia cinética ( $\frac{1}{2}mv_i^2$ ) da partícula incidente.

Quando a partícula incidente for um elétron, sua massa é muito inferior às massas das moléculas e átomos envolvidos. Da equação 2.14, observa-se que ele cede toda sua energia cinética após a colisão. O campo elétrico, então, acelera o elétron fazendo com que sua energia cinética aumente. Se sofrer uma colisão rápida, ele não terá energia suficiente para ionizar o átomo ou molécula do gás. No entanto, se percorrer uma longa distância sob a ação do campo elétrico, ele deverá adquirir energia suficiente para ionizar. A energia que ele deve adquirir para ionizar a partícula depende do tipo de gás, da intensidade do campo elétrico e principalmente da pressão do sistema. Em pressões baixas, da ordem de 1 torr, o elétron deverá percorrer uma longa distância sem sofrer colisões aumentando a probabilidade de ocorrência de ionizações.

Em determinadas espécies atômicas, existem níveis de energia proibidos de acordo com regras da Física Atômica e Molecular. Assim, para estes átomos, na ocasião em que são excitados, o retorno ao estado fundamental deve ser realizado sem violar estas regras e, portanto, para realizar a transição, o átomo deverá permanecer excitado durante um intervalo de tempo maior, sendo da ordem de milissegundos. Esses estados excitados são denominados estados meta-estáveis e também aumentam a probabilidade de ocorrência de uma ionização.

O processo de colisão de íons é semelhante. Deve-se, no entanto, observar o seguinte detalhe: os íons ganham energia cinética da mesma forma que os elétrons, mas, devido à diferença de massa, os íons são lentamente acelerados no campo elétrico. A velocidade média que os íons apresentam no gás confinado não pode ser desprezada quando comparada à velocidade média que os átomos neutros apresentam. Essas velocidades, tanto de íons como de átomos, são muito menores do que a velocidade de um elétron. Conseqüentemente, a frequência de colisão entre íons e átomos é significativamente menor que a quantidade de colisões sofridas por um elétron.

#### 2.2.4 - Processos de foto-ionização no gás

Outro processo bastante importante a ser considerado na produção de partículas carregadas é a foto-ionização. Os átomos ou moléculas excitados presentes na descarga elétrica, ao retornar ao estado fundamental, emitem um fóton de energia  $h\nu$ . Dependendo da energia, o fóton ao colidir com uma partícula neutra, será capaz de ionizar ou excitar essa partícula.

A energia do fóton é fornecida pela expressão:

$$E = \frac{hc}{\lambda'} \quad (2.15)$$

em que  $h$  é a constante de Planck,  $c$  é a velocidade da luz e  $\lambda'$  é o comprimento de onda da radiação eletromagnética.

O fóton apresenta um papel decisivo na evolução do canal ionizado. Suponha-se um campo elétrico uniforme em uma região em que está confinado um gás. Os primeiros elétrons são então acelerados em direção ao ânodo em virtude da ação do campo elétrico. A energia cinética desses elétrons aumenta e conseqüentemente a probabilidade de ionizar as moléculas do gás. Ao percorrer o espaço entre os eletrodos, eles provocam vários estados de excitação e/ou ionização no gás. Os elétrons dos átomos excitados, ao retornarem para o estado fundamental, emitem fótons de radiação eletromagnética em todas as direções. Parte dessa radiação pode, inclusive, ser absorvida pelo cátodo que libera novos elétrons assegurando a continuidade dos processos de ionização que levam a ruptura dielétrica do gás confinado entre as placas.

#### 2.2.5 - Mecanismo de crescimento de cargas em forma de "avalanches"

Os principais mecanismos considerados até agora neste estudo de descargas elétricas é o de que os elétrons são acelerados pelo campo elétrico no espaço entre os eletrodos e colidem com as moléculas e átomos que se encontram em seu caminho. A energia cinética adquirida pelo elétron do campo elétrico até o momento da colisão pode ionizar a molécula e/ou átomo, gerando um novo par de elétrons. Observe a Figura 2.7:

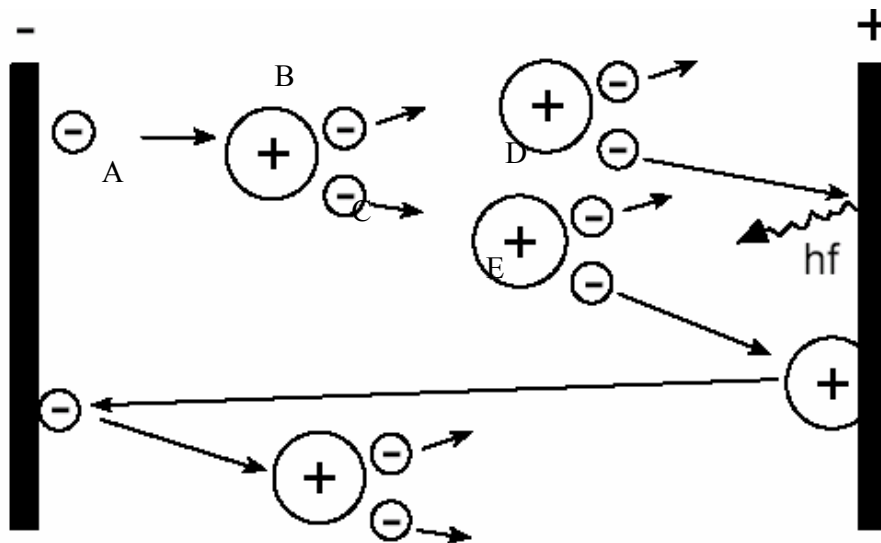


FIGURA 2.7 - Mecanismo de ionização através de colisões eletrônicas.

Um elétron A é liberado do cátodo e é acelerado pelo campo elétrico entre as placas. O elétron adquire energia cinética crescente. Então o elétron A colide com a molécula ou átomo B. Se a energia cinética do elétron for suficiente, ele ioniza a molécula (ou átomo). Devido às suposições mencionadas, o novo par de elétrons C inicia seu movimento do repouso e conseqüentemente são acelerados pelo campo elétrico. A energia cinética dos elétrons aumenta até o momento da colisão com as moléculas (ou átomos) D e E, e o processo se repete continuamente. A multiplicação acontece rapidamente como pode ser observado experimentalmente (Nasser.,1971). Este mecanismo é denominado de “avalanche” de elétrons.

Devido à diferença de massa entre os elétrons e os átomos/moléculas ionizados, os elétrons avançam no campo elétrico muito mais rápido do que os íons, gerando uma separação de cargas no espaço entre os eletrodos. Os elétrons permanecem em uma extremidade (topo da avalanche) e o volume ocupado por eles aumenta à medida que a avalanche se desenvolve. A quantidade de ionizações que um elétron realiza por unidade de comprimento denomina-se primeiro coeficiente de *Townsend* ( $\alpha$ ). Este coeficiente varia com a pressão do gás e a intensidade do campo elétrico.

A evolução das avalanches gera uma condição de instabilidade, que ocorre quando o campo elétrico gerado pela separação de cargas no processo de avalanches atinge um valor crítico, sendo comparável ao campo elétrico aplicado entre os eletrodos. Para alcançar este valor

crítico é necessário que  $\alpha$  seja elevado. Isso implica pressões elevadas, isto é, próximas à pressão atmosférica.

Nessas circunstâncias o canal ionizado possui uma forma filamentar e ramificada, algumas vezes denso, podendo alcançar longas distâncias. Por esse motivo esse processo recebe o nome de "*streamer*".

### 2.2.6 - O início da descarga (Fase inicial)

Para se estabelecer a descarga elétrica é necessário que exista uma densidade inicial de partículas carregadas, para conseqüentemente começar os processos de geração de cargas e finalmente obter a ruptura do gás. Como foi observado por Thomas (1974), sob circunstâncias normais, ou seja, uma ionosfera calma, os raios cósmicos são essencialmente a única fonte de criação de partículas carregadas que constituem a densidade inicial de cargas. Como os raios cósmicos são altamente energéticos, eles ionizam todos os gases com aproximadamente a mesma eficiência. Outra fonte de ionização importante são as partículas energéticas provenientes do decaimento radioativo de alguns metais, principalmente o radônio, que criam um aumento na concentração de íons confinados nas proximidades da superfície terrestre, a uma distância de aproximadamente um quilômetro (Volland, 1995).

Os elétrons liberados do cátodo, bem como aqueles presentes em pontos isolados do gás, iniciam seu percurso em direção ao ânodo. Ao sofrer colisões, os elétrons iniciam os processos de avalanches. Durante as avalanches de elétrons, os íons, que tem menor mobilidade, permanecem nos locais onde foram criados durante um intervalo de tempo relativamente longo. Este intervalo é suficientemente grande para que os elétrons contidos no topo da avalanche alcancem o ânodo.

A densidade  $n$  de elétrons a uma distância  $d$  do cátodo segundo o processo descrito acima é fornecida pela equação 2.16 (Nasser, 1971):

$$n = e^{\alpha d}, \quad (2.16)$$

sendo  $\alpha$  é o coeficiente primário de Townsend.

Essa expressão é válida para uma densidade inicial de um elétron partindo do cátodo. No caso de mais elétrons, considera-se o produto da expressão 2.16 para qualquer densidade inicial de elétrons.

Observa-se que um único elétron é capaz de iniciar os processos de ionização e levar a conseqüente ruptura dielétrica do gás. Para tanto, o mecanismo de avalanches é fundamental para a evolução de uma descarga elétrica.

### **2.2.7 - Descargas elétricas não sustentáveis**

A descarga elétrica ocorre quando há a ruptura dielétrica do meio. A condutividade em meios gasosos é explicada por diferentes mecanismos que se tornam mais representativos de acordo com o valor da pressão no meio.

No vácuo, a descarga elétrica depende apenas de processos localizados no cátodo, necessitando de um campo elétrico bastante intenso para produzir as cargas elétricas necessárias para se atingir a ruptura. Com o aumento da pressão, a ruptura do gás ocorre em um campo bem menos intenso e envolvem processos de ionização, excitação, foto-ionização, etc. Assim, a descarga elétrica apresenta características diferentes dependendo da intensidade do campo e da pressão no meio onde esta ocorre.

Para exemplo, considere-se a situação particular do gás Neônio confinado entre dois eletrodos planos distantes de 2 cm, submetido à uma pressão de 1 torr e uma tensão que varia de 0 à 400 V. A corrente que flui entre os eletrodos apresenta uma relação com a tensão aplicada aos eletrodos que pode ser ilustrada pela Figura 2.8.



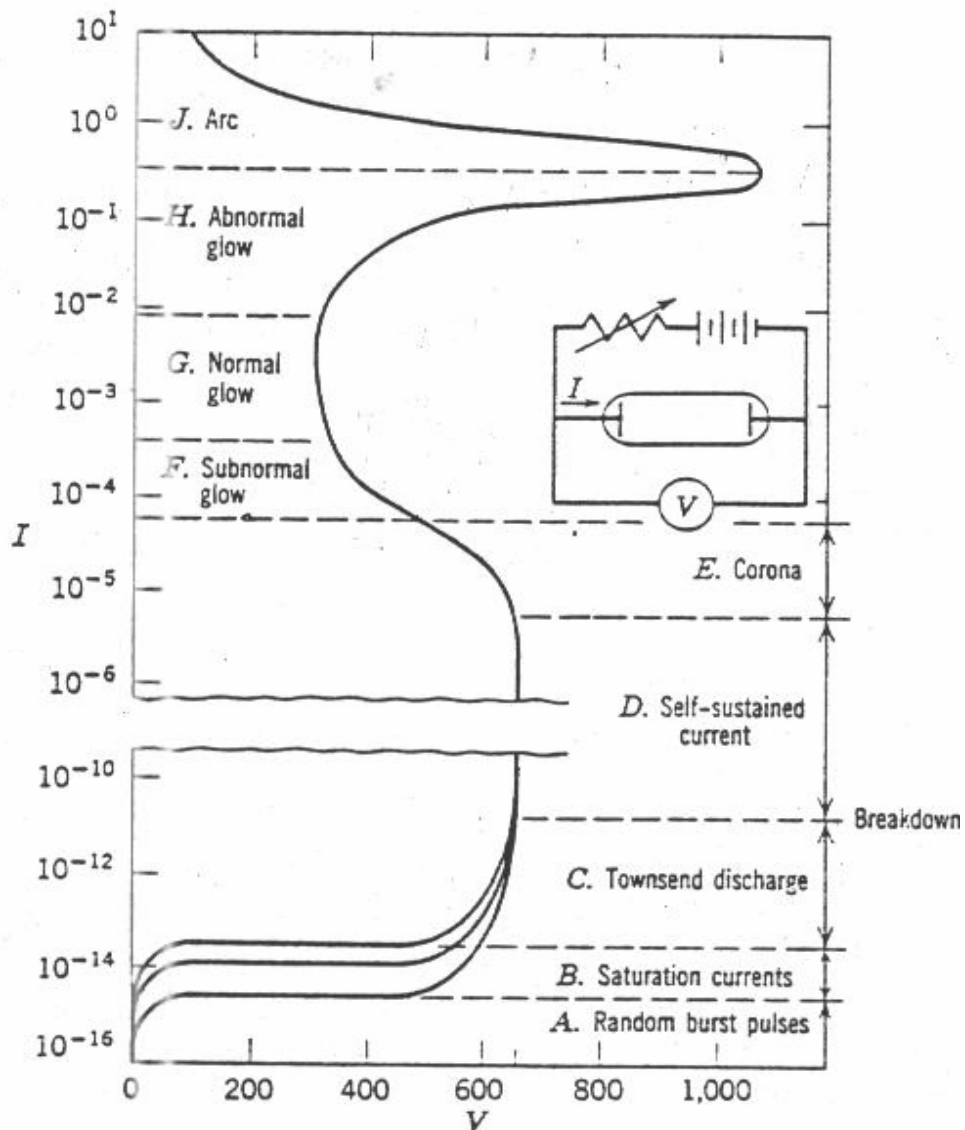


FIGURA 2.8 - Relação entre a corrente elétrica  $I$  e a tensão  $V$  aplicada aos eletrodos de uma descarga elétrica.

Fazendo incidir sobre o cátodo uma radiação eletromagnética monocromática, observa-se que uma pequena corrente flui entre as placas. Quando se aumenta a tensão entre as placas mas mantendo a intensidade da radiação incidente no cátodo constante, a corrente aumenta proporcionalmente até atingir um valor que, apesar do contínuo aumento da tensão entre os eletrodos, permanece constante. Essa corrente é denominada de corrente de saturação. Nesta situação, toda partícula carregada produzida no gás é diretamente capturada pelos eletrodos praticamente sem sofrer colisões. Tal corrente é utilizada na medição da intensidade de

radiação eletromagnética, pois seu valor depende unicamente da intensidade da radiação incidente no cátodo.

Se a tensão continuar a aumentar, a corrente após um limite de saturação começa a aumentar novamente, sendo que esse aumento é exponencial. Esta região da curva de tensão é denominada descarga de *Townsend*.

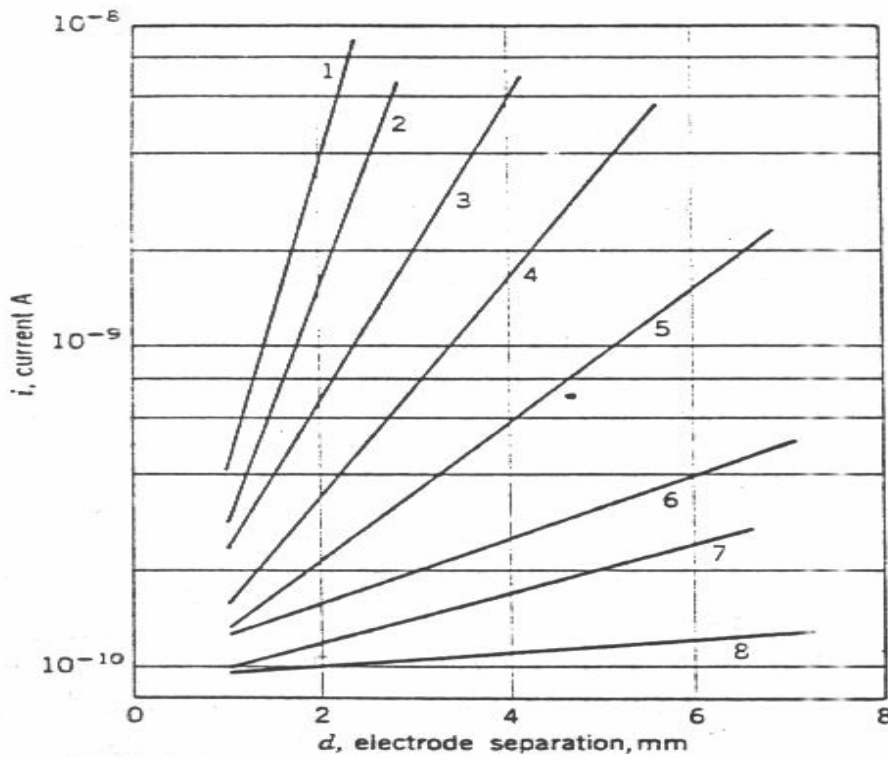


Fig. 7.6 The current  $i$  as a function of gap distance  $d$  at different values of  $E/p$  in contaminated air at  $p = 747$  torr [6].

Curve	$E(\text{kV/cm})$
1	36
2	32
3	30
4	28
5	26
6	24
7	22
8	20

FIGURA 2.9 - O crescimento exponencial da corrente elétrica, que caracteriza as Descargas elétricas de Townsend.

A corrente cresce exponencialmente com a distância entre os eletrodos. Essa corrente depende da magnitude da radiação incidente no cátodo, ou seja, os valores de  $n_0$  e  $i_0$  nas

equações 2.1 e 2.2. Se a radiação é interrompida,  $n_0$  e  $i_0$  se anulam e conseqüentemente  $i$ . A descarga elétrica com estas características é denominada não sustentável.

Se a tensão continuar a aumentar entre os eletrodos, a corrente apresentará um crescimento acima do comportamento exponencial, caracterizando a transição entre as descargas de *Townsend* e a descarga auto-sustentável.

### **2.2.8 - Descargas auto-sustentáveis**

Como foi mencionado anteriormente, a corrente cresce acima do comportamento exponencial no espaço inter-eletrodos para um dado intervalo da tensão elétrica. Nesse instante, se a radiação incidente no cátodo for interrompida, a corrente continuará a fluir normalmente. A corrente depende somente do circuito externo e a descarga é denominada de auto-sustentável.

Os mecanismos físicos envolvidos neste tipo de descarga estão associados a diversos processos que ocorrem tanto no gás como no cátodo. No gás, elétrons e íons positivos podem ionizar outros átomos por colisão e, no cátodo, eles podem liberar elétrons secundários através da transferência de sua energia em colisões com a superfície. No gás, a eficiência de ionização por colisão eletrônica pode aumentar devido ao campo elétrico, principalmente em regiões com grande densidade de partículas carregadas. Finalmente, a radiação de estados excitados pode contribuir significativamente para ionização ou para liberação de elétrons secundários do cátodo.

Todos estes processos são classificados em duas categorias principais:

1. Processos no gás, ou processos  $\alpha$  e  $\beta$  nos quais a ionização ocorre por colisão eletrônica e iônica.
2. Processos no cátodo ou processos  $\gamma$  nos quais elétrons são liberados do cátodo pela ação do gás.

### 2.2.8.1 - Processos $\beta$ - Produção de cargas através de colisões iônicas

O número de ionizações que ocorrem devido à colisão com íons é, em número, muito menor do que aquelas colisões ionizantes provocadas por colisão eletrônica. Os elétrons possuem massa muito inferior às outras partículas e, portanto, são facilmente acelerados no campo elétrico. Consequentemente percorrerão distâncias muito maiores e trocarão muito mais energia do que os íons durante um mesmo intervalo de tempo. O número de colisões que um elétron sofre por unidade de comprimento é expressa pelo coeficiente  $\alpha$  (primeiro coeficiente de *Townsend*). Analogamente, o número de ionizações por unidade de comprimento que um íon provoca é expressa pelo coeficiente  $\beta$  (o segundo coeficiente de *Townsend*).

Vamos considerar a possibilidade de que o aumento de portadores de cargas devido à colisões de íons no gás conduza ao processo de ruptura. Observe a figura 2.10:

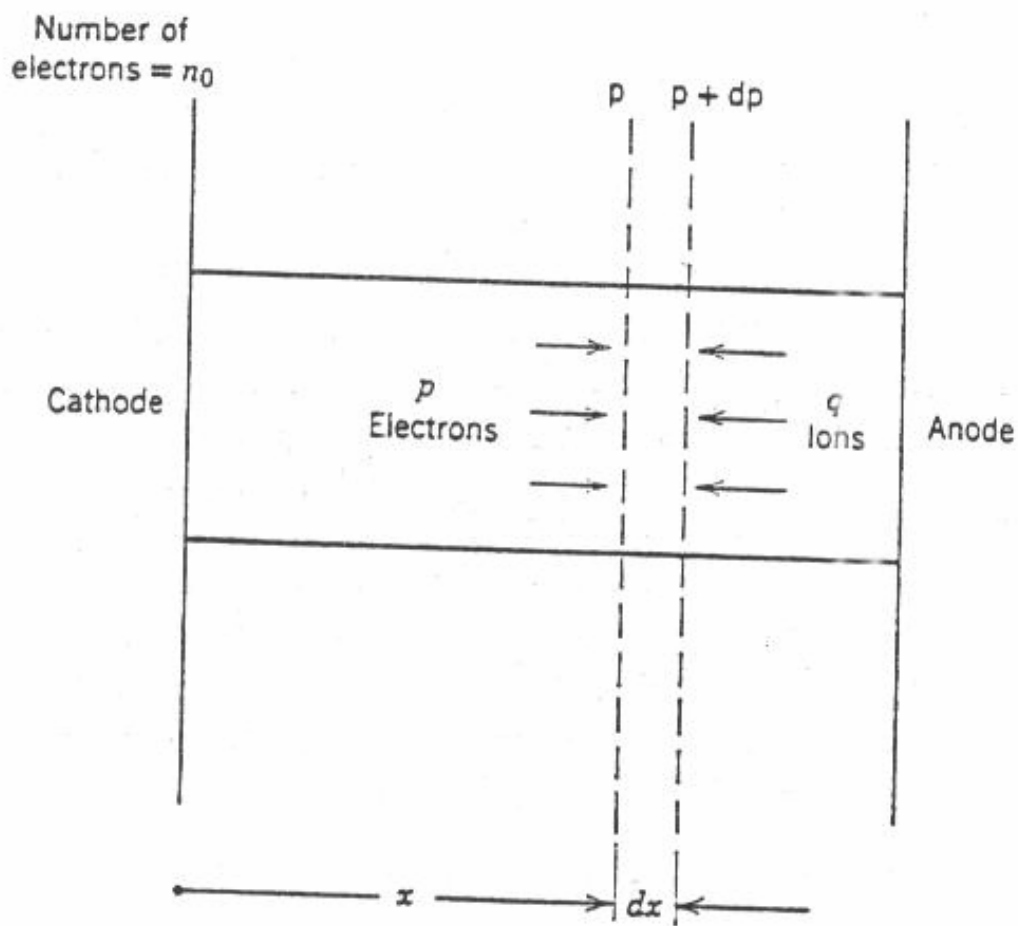


FIGURA 2.10 - Ilustração do aumento na densidade de cargas no espaço entre os eletrodos devido à colisões entre íons e átomos do gás.

Se  $q$  íons partem de um ponto qualquer do gás em direção ao cátodo e  $\beta$  é o segundo coeficiente de *Townsend*, então eles irão provocar um acréscimo no número  $p$  de elétrons de acordo com a expressão:

$$dp = q\beta dx \quad (2.17)$$

Simultaneamente,  $n_0$  elétrons partem do cátodo em direção ao ânodo. Estes elétrons ionizam as moléculas do gás e provocam, também, um aumento  $dp$  na quantidade dos portadores de carga no gás. Sendo  $\alpha$  o primeiro coeficiente de *Townsend*, este aumento  $dp$  é dado pela expressão:

$$dp = n_0 \alpha dx \quad (2.18)$$

Considerando que, a uma distância  $x$  do cátodo,  $p$  ionizações já ocorreram. Logo existem  $n_0 + p$  elétrons nesta região. A expressão 2.18 pode ser escrita da seguinte forma:

$$dp = (n_0 + p) \alpha dx \quad (2.19)$$

A quantidade de partículas ionizadas ou eventos que resultaram em ionizações é fornecido pela expressão:

$$dp = [q\beta + (n_0 + p)\alpha] dx \quad (2.20)$$

Ressalta-se que o valor de  $\alpha$  é sempre muito maior do que  $\beta$ .

As seguintes conclusões fundamentais devem ser observadas:

A primeira está relacionada com a quantidade inicial de elétrons que abandona o cátodo. Um elétron apenas é suficiente para conduzir a ruptura dielétrica do gás.

O mecanismo acima descrito é denominado mecanismo de *Townsend* e permite uma compreensão inicial do fenômeno de descargas elétricas. Este mecanismo elaborado por *Townsend* no início do século não é consistente com os resultados experimentais obtidos em laboratório (Nasser.,1971). Utilizando pulsos de voltagem em intervalos de tempo curtos, muito mais curtos do que o tempo de ruptura considerando a velocidade dos elétrons e íons, a ruptura continua a ser observada. Esses intervalos de tempo mencionados não possibilitariam que os elétrons, íons ou átomos se movam, ou mesmo, que sejam capazes de ionizar as partículas constituintes do meio gasoso.

Resultados obtidos experimentalmente estabelecem que os íons perdem, em média, um terço de sua energia cinética quando colidem com átomos do gás. Isso torna a probabilidade

de ionização muito baixa, visto que a energia de cada íon deve ser muito grande para que apenas um terço dela seja o suficiente para ionizar uma molécula. Em gases moleculares foi demonstrado que a energia necessária para ionizar o gás é da ordem de 400 eV e para a ionização em gases inertes está entre o intervalo de 35-70 eV.

Estes resultados inviabilizam uma teoria de ruptura gasosa baseada simplesmente na eficiência dos elétrons e íons para ionizar o meio e conduzir à ruptura elétrica do gás.

#### **2.2.8.2 - Processos de liberação de elétrons através de colisões de átomos e/ou moléculas com o cátodo (processos $\gamma$ )**

Para que a corrente alcance o estágio auto-sustentável é necessário que elétrons sejam liberados do cátodo continuamente. São estes elétrons que contribuem para a multiplicação dos portadores de carga no gás. Inicialmente os íons positivos são acelerados pelo campo elétrico entre os eletrodos planos e finalmente se chocam com o cátodo liberando elétrons através da transferência de sua energia para a superfície catódica.

Os íons positivos necessitam de campos elétricos que permitam a transferência de energia da ordem de centenas de elétron-volts para que sejam capazes de ionizar as moléculas do gás, por exemplo, moléculas de Hélio, Neônio e Argônio. A quantidade de ionizações provocadas pelos íons através de colisões com átomos ou moléculas neutros é muito inferior àquelas provocadas pelos elétrons através de colisões com estes mesmos átomos ou moléculas neutros para baixas energias. Essa taxa de ionização aumenta continuamente com o aumento da intensidade do campo elétrico e, conseqüentemente, com aumento da energia cinética dos íons. Para os processos por meio de colisões iônicas, a ionização tem energia da ordem de centenas de elétron-volts e, no caso de colisões eletrônicas, tipicamente dezenas de elétron-volts (Nasser, 1971). No caso do cátodo, a energia necessária para liberar um elétron é muito menor, sendo da ordem de 5 elétron-volts (Nasser, 1971). Os metais possuem muitos elétrons livres e, por isso, a energia necessária para liberá-los é muito mais baixa. Os íons liberam os elétrons do cátodo através de colisões e iniciam os processos de avalanches no gás.

A questão fundamental consiste em que, considerando todos esses mecanismos, o intervalo de tempo necessário para a ocorrência da ruptura ainda é muito baixo, considerando as

velocidades das partículas envolvidas. Este fato conduz à reflexão sobre a existência de outros mecanismos que são superpostos a todos estes citados acima. Deve-se considerar a ação de fótons liberados pelos átomos e moléculas que se encontram em estados excitados no gás. Os fótons se movem na velocidade da luz e justificariam tempos de ruptura tão curtos.

### **2.2.9 - Mecanismo de formação do "Streamer".**

Na ocasião em que um elétron abandona o cátodo em direção ao ânodo, esse elétron sofre várias colisões desencadeando os processos de avalanches. Uma parte destas colisões não resulta em ionização; mas sim em estados excitados dos vários átomos e/ou moléculas do gás. O tempo médio de vida de um estado excitado é da ordem de  $10^{-13}$  s. Este intervalo de tempo demonstra que fótons certamente serão emitidos antes mesmo que a avalanche se desenvolva e alcance sua dimensão crítica. Os fótons são emitidos em todas as direções podendo ser absorvidos em qualquer ponto entre os eletrodos, dependendo do coeficiente de absorção do gás. Novos foto-elétrons são, então, criados em diversos pontos do meio gasoso e iniciam seu percurso em direção ao ânodo. Estes elétrons secundários iniciam avalanches de dimensões menores denominadas avalanches secundárias ou avalanches auxiliares.

Se a avalanche inicial atingir sua dimensão crítica, o campo elétrico gerado pela separação de cargas perturbará o campo elétrico aplicado entre os eletrodos alterando significativamente o valor de  $\alpha$ . As avalanches secundárias se superpõem à avalanche principal, porém, aumentando a eficiência de ionização. Em todo esse processo, mais moléculas e/ou átomos serão excitados e originarão novos foto-elétrons no meio gasoso fornecendo a continuidade do processo de avalanche.

Os elétrons contidos na extremidade das avalanches são absorvidos pelo ânodo, e o acúmulo de íons positivos criados cresce na direção do cátodo. As avalanches secundárias se dirigem para a região onde os íons se encontram contribuindo para o aumento na densidade de íons. Será então estabelecida uma descarga de aspecto filamentar e ramificado, denominada "*streamer*".



### 1.3 - O potencial elétrico de descargas observadas na atmosfera

Para que os mecanismos de ionização possam se estabelecer no gás, isto é, agir efetivamente, gerando uma concentração de cargas suficiente para conduzir à ruptura dielétrica do meio gasoso, é necessário que um campo elétrico seja aplicado no espaço onde o gás está inserido. A evolução de um canal ionizado depende assim, entre outros fatores, da intensidade do campo elétrico aplicado, do tipo e da pressão do gás.

Para os gases atmosféricos mais abundantes, ou seja o  $N_2$  e o  $O_2$ , seria necessário, teoricamente, um campo elétrico da ordem de 2 MV/m para o estabelecimento das descargas elétricas (Gurevich, 2005). No entanto, campos elétricos bem menos intensos, da ordem de 70 kV/m, são observados em experimentos registrados com produção de relâmpagos (Volland, 1995; Laroche, 1986). O modelo proposto por Gurevich (2005) está em concordância com os resultados experimentais observados para os potenciais elétricos registrados no estabelecimento das descargas elétricas. De acordo com essa teoria, a incidência de partículas relativísticas na atmosfera pode desencadear um fenômeno conhecido por “*Runaway breakdown*”. Assim, ao atravessar a camada de gases atmosféricos, uma partícula, como, por exemplo, o elétron, transfere sua energia cinética para as moléculas destes gases. Esta transferência ocorre através de colisões e, de acordo com os mecanismos revistos nesse texto, provoca estados de excitação e/ou ionização. Desse modo, o elétron (ou qualquer outra partícula) tende a diminuir sua velocidade até atingir um valor crítico. As perdas de energia sofridas pelo elétron ao atravessar a matéria determinam a força de atrito que age sobre ele durante seu movimento. No entanto, quando a partícula possui energia muito elevada e, conseqüentemente, uma alta velocidade, o tempo de interação entre ela e as moléculas dos gases atmosféricos não é suficiente para haver troca de energia entre elas. Nestas circunstâncias, a força de atrito “F” atinge seu valor mínimo “ $F_{\min}$ ”. A figura 2.11 ilustra a relação entre F e  $F_{\min}$  em função da energia da partícula que atravessa o gás (Gurevich, 2005).

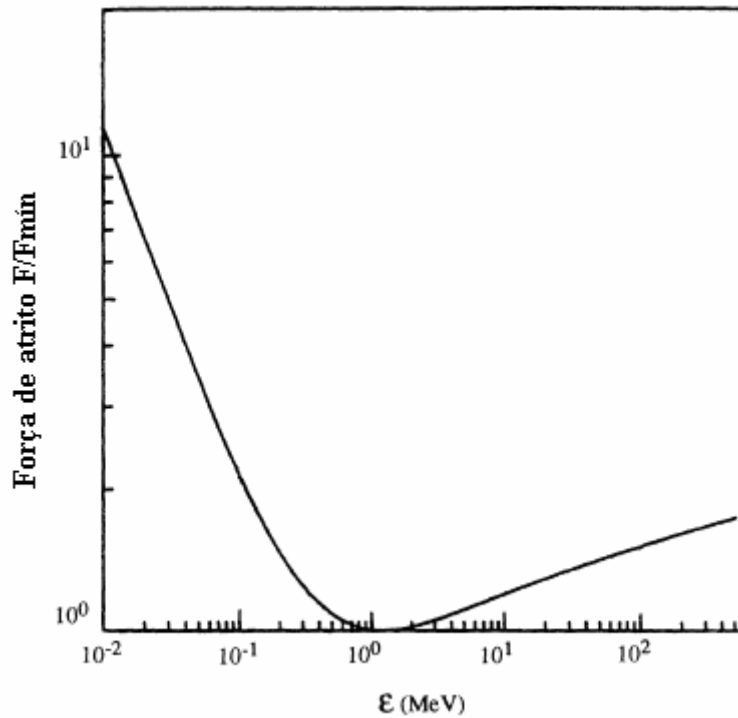


Fig 2.11 –Força de atrito das moléculas dos gases atmosféricos segundo Gurevich (1994).

Observa-se que a força de atrito possui um valor mínimo. Dessa maneira, mesmo um elétron rápido ainda será capaz de excitar ou ionizar uma molécula no meio gasoso, que será em seguida acelerada pela ação do campo elétrico. O campo elétrico existente na altura das nuvens, da ordem de centenas de kV/m, é suficiente para fazer com que estas partículas sejam continuamente aceleradas (Gurevich., 2005). O processo físico envolvido, em sua essência, consiste na geração de novos elétrons rápidos, denominados de “*runaway electrons*”. Entretanto, a maioria dos elétrons gerados a partir dos processos de ionização possui baixa energia. Esses serão continuamente acelerados e, certamente, poderão gerar novos elétrons livres. Assim, um crescimento sobre-exponencial, que caracteriza o processo de “avalanche” de elétrons, ocorrerá e, nesse caso, o campo elétrico necessário para que a descarga elétrica se estabeleça é da ordem de 200 kV/m, sendo comparável aos valores experimentais observados.



## CAPÍTULO 3

### CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Os gases em seu estado natural são isolantes. O desenvolvimento do canal ionizado, e conseqüente ocorrência da descarga elétrica no meio gasoso, implica na ruptura dielétrica do meio. Esta ruptura ocorre através do aumento na densidade inicial de partículas carregadas (íons e elétrons). Diferentes processos atuam na produção destas partículas. Um processo pode agir predominantemente sobre os demais dependendo da pressão do gás e da intensidade do campo elétrico. Para o estabelecimento dos processos que conduzem à ruptura elétrica no gás é necessária a produção de uma densidade inicial de partículas carregadas. Partículas e fótons de origem cosmológica, principalmente os raios cósmicos, constituem, na atmosfera, uma das principais fontes que originam essa densidade inicial de cargas elétricas. O vapor d'água captura essas partículas e as transporta até a alta atmosfera onde se condensa dando origem a uma massa não homogênea. Um campo elétrico aparece na altura das nuvens, decorrente primariamente do campo entre a Ionosfera e a superfície da Terra e campos originados das nuvens. Esse campo elétrico resultante acelera as partículas carregadas que se encontram neste espaço e os processos de ionização se intensificam.

O processo de multiplicação de cargas elétricas em um gás ocorre segundo os mecanismos de excitação, ionização e foto-ionização. Elétrons inicialmente produzidos estabelecem uma densidade inicial de cargas e ao serem acelerados, pelo campo elétrico, colidem com as moléculas produzindo a multiplicação das cargas. Todos estes processos microscópicos conduzindo à ruptura elétrica do gás são revistos e as suas principais características relacionadas com os principais parâmetros envolvidos em uma descarga elétrica observada em laboratório. Ressalta-se que, caso a taxa de ionização seja suficientemente grande (e isso depende essencialmente da pressão do gás e da intensidade do campo elétrico), a densidade de elétrons produzida nas avalanches será tão elevada que seu campo elétrico, devido à separação de cargas no meio, perturba o campo elétrico estático existente na altura das nuvens. Os processos de ionização se tornarão mais intensos e o canal ionizado se estabelece. Existe a percepção de uma relação entre o campo elétrico, que depende da

diferença de potencial entre nuvem e solo, e a densidade de cargas elétricas na “extremidade” da avalanche. De fato existe um valor mínimo para a tensão na nuvem e na atmosfera para que o desenvolvimento do canal ionizado seja possível. O campo elétrico necessário para produzir uma descarga elétrica em laboratório é da ordem de MV/m, ao passo que, descargas elétricas na atmosfera ocorrem em campos bem menos intensos, da ordem de kV/m (Gurevich, 2005) Esse aspecto ainda não está totalmente esclarecido e deve constituir fonte de novas investigações. O fenômeno da ruptura dielétrica de um meio gasoso não está totalmente compreendido, uma vez que existem ainda diferenças importantes entre os modelos teóricos formulados e os resultados experimentais estabelecidos.

As próximas etapas deste trabalho devem constituir-se da análise de imagens selecionadas com o objetivo de compilar características relacionadas à evolução do canal ionizado. Essa análise se realizará através de técnicas já desenvolvidas por outros membros da equipe científica. A seguir, considerar-se-ão estudos sobre a ruptura elétrica em gases e os mecanismos físicos envolvidos na evolução do canal ionizado em descargas elétricas produzidas em laboratório. Este estudo tem por objetivo relacionar os resultados obtidos experimentalmente com o fenômeno na atmosfera.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Bazelyan, E. M. Basic Information on Processes in Ionized Gases. In: Raizer, Yu. P. **Spark discharge**. New York: CRC Press, 1998. , Cap. 2, p. 25.
- Beneti, C.A.A.; Leite, E.A.; Garcia, S.A.M.; Assunção, L.A.R.; Cazeta, Filho A.; Reis, R.J. RIDAT - Rede integrada de Detecção de Descargas Atmosféricas no Brasil, situação atual, aplicações e perspectivas. Rio de Janeiro: CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 11, 2000.
- Cotton, W.R.; Anthes, R.A. **Storm and Cloud Dynamics**. San Diego: Academic Press, 1989.
- Domingues, M.; Mendes, O. Jr. A introdução a programas físico-matemáticos livres. **Revista de Ensino em Física**, v. 25, n. (2), p. 148-156, june. 2003.
- Galliberti, I.; A computer model for streamer propagation. **J. Phys. D: Apply Phys.**, v. 5, 2179-2189, 1972.
- Gurevich, A. V.; Runaway Breakdown and the Mysteries of Lightning. **Physycs Today**, v. 58, n. 5, p. 37-43, may 2005.
- Gurevich, A. V.; Roussel-Dupré, R. A.; Tunnell, T.; Milikh, G. M. Kinetic Theory of runaway breakdown. **Physical review**, v. 49, n. 3, p. 2257-2271, mar. 1994.
- Kunhardt, E. E.; Luesse, L. H. **Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Electrical Breakdown and Discharges in Gases**. Les Arcs, França: Plenum Press, mar. 1981.
- MacGormn, D. R.; Rust, W. D. **The Electrical Nature of storms**. New York: Oxford University Press, mar. 1998. 442 p.
- Mendes, O. Jr.; **Análise da eletrodinâmica das tempestades**. Financiamento CNPq, executor INPE: , mar. 2005. p.
- Mendes, O. Jr.; Domingues, M. A quantitative imagery method for lightning event analyzes. **Proceeding** In: International Congress of Brazilian Geophysical Society, Rio de Janeiro, v. , n. , p. , mar. 1999.
- Morrow, R.; Lowke, J. Streamer propagation in air. **J. Phys.**, v. 30, p. 614-627, 1997.
- Morrow, R.; Lowke, J. A parameter study of stramer propagation in SF<sub>6</sub>. **J. Phys. D: Apply Phys.**, 1998.
- Nasser, E.; **Fundamental of Gaseous ionization and plasma electronics**. New York: John Wiley & Sons, 1971. 442 p.

Rakov, V. A.; Uman, M. A. **Lightning Physics and effects**. Cambridge: Cambridge Press, 2003. p.

Thomas, L.; Recent developments and outstanding problems in the theory of D region. **Radio Sci.**, v. 9, 121, 1974.

Uman, M. A.; **The lightning discharge**. Orlando, Florida: Academic Press,

Volland, H.; Ogawa, T **Atmospheric Electrodynamics**. London: CRC Press, 1995.

Winn, W. P.; Schwede, G. W.; Moore, C. B. Measurements of electric field in thunderclouds. **J. Geophys. Res.**, v. 79, 1761.